



TITLE:

多種気体のB-G-K模型と衝撃波の構造 (輻射流体力学の運動方程式研究会報告集)

AUTHOR(S):

小口, 伯郎; 阿部, 寛治

CITATION:

小口, 伯郎 ...[et al]. 多種気体のB-G-K模型と衝撃波の構造 (輻射流体力学の運動方程式研究会報告集). 数理解析研究所講究録 1968, 43: 115-123

ISSUE DATE:

1968-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/107661>

RIGHT:

多種気体の B-G-K 模型と 衝撃波の構造

東大 宇宙研 小口 伯郎

" 阿部 寛治

最近実際の問題と気体論的に取り扱う場合、いわゆる B-G-K 模型¹⁾に基づく解析が多い。1 種気体に対するものを 2 種気体の場合に拡張した 模型方程式²⁾は

$$\left. \begin{aligned} \frac{Df_1}{Dt} &= \nu_{11}(M_1 - f_1) + \nu_{12}(\tilde{M}_1 - f_1) \\ \frac{Df_2}{Dt} &= \nu_{22}(M_2 - f_2) + \nu_{21}(\tilde{M}_2 - f_2) \end{aligned} \right\} (1)$$

ここで ν_{ij} は衝突頻度に相当したもので、 \tilde{M} および M は Maxwellian。特に cross collision に関する Maxwellian \tilde{M}_i は数密度 \tilde{n}_i 、平均速度 \tilde{u}_i 、温度 \tilde{T}_i が含まれている。模型方程式には ν_{ij} 、 \tilde{n}_i 、 \tilde{u}_i 、 \tilde{T}_i の計 14 の未定量がある。これらの量を単種気体に固有な量によって表すことが必要となる。 ν_{ij} に関しては (1) と Boltzmann 式との比較によって

$$n_1 v_{12} = n_2 v_{21} \quad (2)$$

の関係が成り立つ。

なお 質量, 運動量, エネルギーの保存からそれぞれ

$$\tilde{n}_1 = n_1, \quad \tilde{n}_2 = n_2 \quad (3)$$

$$m_1 \tilde{u}_1 + m_2 \tilde{u}_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2 \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2}k(\tilde{T}_1 + \tilde{T}_2) + \frac{m_1}{2}\tilde{u}_1^2 + \frac{m_2}{2}\tilde{u}_2^2 \\ = \frac{3}{2}k(T_1 + T_2) + \frac{m_1}{2}u_1^2 + \frac{m_2}{2}u_2^2 \end{aligned} \quad (5)$$

cross collision による運動量, エネルギー交換について Boltzmann 式より³⁾

$$\frac{\partial}{\partial t}(u_2 - u_1) = -\alpha \left(\frac{1}{n_1 m_1} + \frac{1}{n_2 m_2} \right) \left(\frac{m_1 + m_2}{2} \right) (u_2 - u_1) \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(T_2 - T_1) = -\alpha \left[(T_2 - T_1) \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \right) + \frac{(u_2 - u_1)^2}{3k} \left(\frac{m_2}{n_1} - \frac{m_1}{n_2} \right) \right] \quad (7)$$

ここで α は分子間ポテンシャルによって決められるパラメータで, たとえば 剛体球分子に対しては

$$\alpha = \frac{16 n_1 n_2}{3(m_1 + m_2)^2} \sqrt{\frac{2k}{\pi} m_1 m_2 (m_2 T_1 + m_1 T_2)} Q_{12} \quad (8)$$

他方 模型方程式(1) から相当する関係は

$$\frac{\partial}{\partial t}(u_2 - u_1) = v_{21}(\tilde{u}_2 - u_2) - v_{12}(\tilde{u}_1 - u_1) \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(T_2 - T_1) = n_1 v_{12} \left[\frac{\tilde{T}_2}{n_2} - \frac{\tilde{T}_1}{n_1} + \frac{1}{3k} \left\{ \frac{m_2}{n_2} (\tilde{u}_2 - u_2)^2 - \frac{m_1}{n_1} (\tilde{u}_1 - u_1)^2 \right\} \right] \quad (10)$$

結局 (6) と (9), (7) と (10) をそれぞれ等置するとき, 模型方程式は 模型方程式の 運動量, エネルギー交換について Boltzmann 式を正確に反映することになる。以上 11 の関係から 4)

$$\tilde{u}_1 = u_1 + \delta(u_2 - u_1) \quad (11)$$

$$\tilde{u}_2 = u_2 + \delta \frac{m_1}{m_2} (u_1 - u_2) \quad (12)$$

$$\tilde{T}_1 = T_1 + \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \delta \left[T_2 - T_1 + \frac{(u_2 - u_1)^2}{6k} \{2m_2 - \delta(m_1 + m_2)\} \right] \quad (13)$$

$$\tilde{T}_2 = T_2 + \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \delta \left[T_1 - T_2 + \frac{m_1}{m_2} \frac{(u_2 - u_1)^2}{6k} \{2m_2 - \delta(m_1 + m_2)\} \right] \quad (14)$$

そこで

$$\delta = \frac{m_1 + m_2}{2m_1} \frac{\alpha}{n_1 \nu_{12}} \quad (15)$$

模型方程式を用いるために $\nu_{11}, \nu_{12}, \nu_{22}$ の決定が残されている。

1 種気体の B-G-K 方程式に対して Liepmann⁵⁾ による行われた方法を応用することにより, 上記の未定パラメータを決めることができる。すなわち 模型方程式に Chapman-Enskog 流・展開をして, その第 1 近似をとると, 粘性, 熱伝導, 拡散に关する輸送係数が ν_{ij} の関数として求まる。

たとえば

粘性係数

$$\mu_{\text{mixture}} = \left(\frac{n_i}{\nu_{ii} + \nu_{ij}} + \frac{n_j}{\nu_{jj} + \nu_{ji}} \right) kT \quad (16)$$

拡散係数

$$D_{ij} = \frac{n_j (m_i + m_j) kT}{(n_i + n_j) m_i m_j \nu_{ij}} \quad (17)$$

また 1 種成分に対しては, たとえば 粘性係数は

$$\mu_i = \frac{n_i}{\nu_{ii}} kT \quad (18)$$

のように与えられる。

一方 Boltzmann 式に基づく Chapman-Enskog の理論によって μ_{mixture} , D_{ij} , μ_j , μ_i などについては厳密な値が知られている。これらを ()_{C-E} として区別すると

$$\mu_i = (\mu_i)_{C-E}, \quad \mu_j = (\mu_j)_{C-E}$$

より ν_{ii} , ν_{ij} が一意的に定められる。さらに ν_{ij} に関して

$$\mu_{\text{mixture}} = (\mu_{\text{mixture}})_{C-E}$$

または

$$D_{ij} = (D_{ij})_{C-E}$$

などとする事によって ν_{ij} を定めることができる。ただし以上のことから明らかなように, 1 種, 2 種気体いずれの場合についても C-E 値をとるようには決まる輸送係数は 1 つに限られる。このことは B-G-K 模型の基礎である "単一緩和衝突模型" (single relaxation collisional model) の避けられない欠点であると云える。実際には現象に対し支配的な輸送係数が選択されるべきであろう。と云く, たと

えは D_{ij} したから δ は

$$(\delta)_D = \frac{m_j}{m_i + m_j} \quad (21)$$

ここで $(\delta)_D$ は拡散係数を選択された場合の値。同様に

$$(\delta)_\mu = \frac{2}{3} \frac{m_i + m_j}{m_j} \frac{1}{\sigma} \quad (22)$$

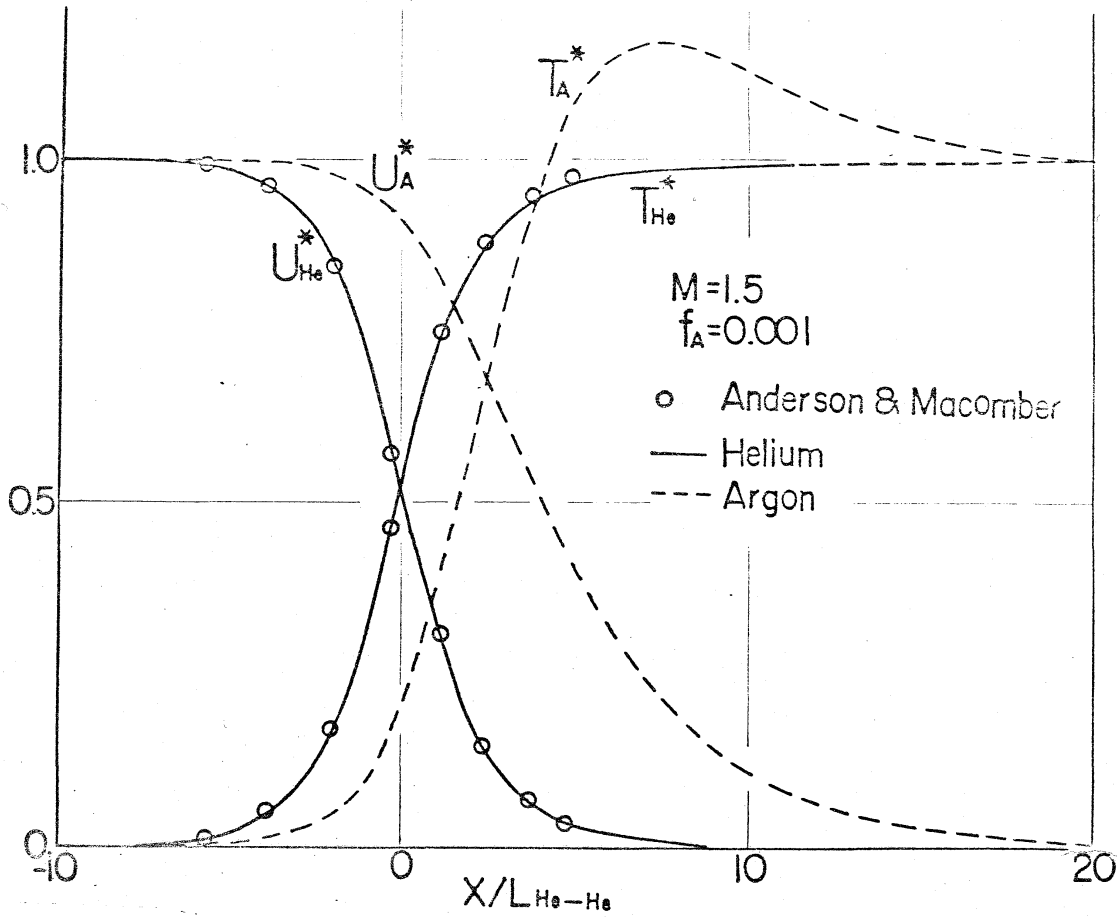
ここで σ は衝突断面を含んで与えられる。

実際の応用として以上の模型方程式を He-Argon 混合気体の中の定常1次元衝撃波の構造の解析に適用、数値計算の結果が以下に示される。(数値計算の具体的手法は詳細に等表される予定)。Fig 1 は Argon 濃度がきわめて小さい場合で、この場合には Argon に対する衝撃波構造は1種気体の場合と同じである。事実 Argon 気体中の衝撃波構造に関する Anderson⁶⁾らの厳密な数値結果と現在の結果とは殆んど完全に一致している。Fig 2 は結果の δ -dependence を調べたもので模型方程式は δ の値に依存しているか、 δ の値は輸送係数の選択によって異なった値をとる。そこで (21), (22) に示したように輸送係数として拡散係数、熱伝導係数を選んだときのそれぞれの δ に対して得られる結果の比較が示されている。それによる、 δ に対して結果のあまり影響されないことが確かめられる。Fig 3 は結果の1例で、こ

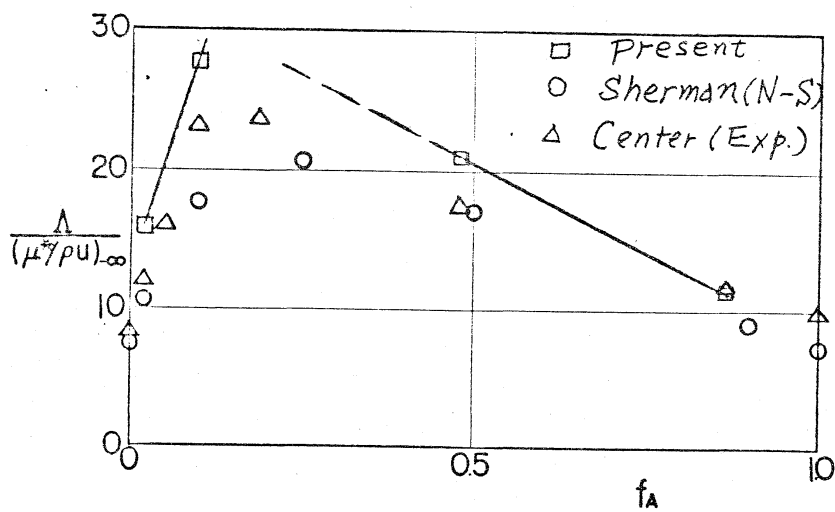
のような結果が Mach 数 $1.05 \sim 3.0$, モル比 f_A $0 \sim 1.0$ の範囲にわたって求められた。才4図に衝撃波の厚みの理論結果が、最近 (Center⁷⁾) によって行われた実験結果と比較されている。これによっても B-G-K 模型の多種気体の流れに対する有用性が保證されるといえる。

References

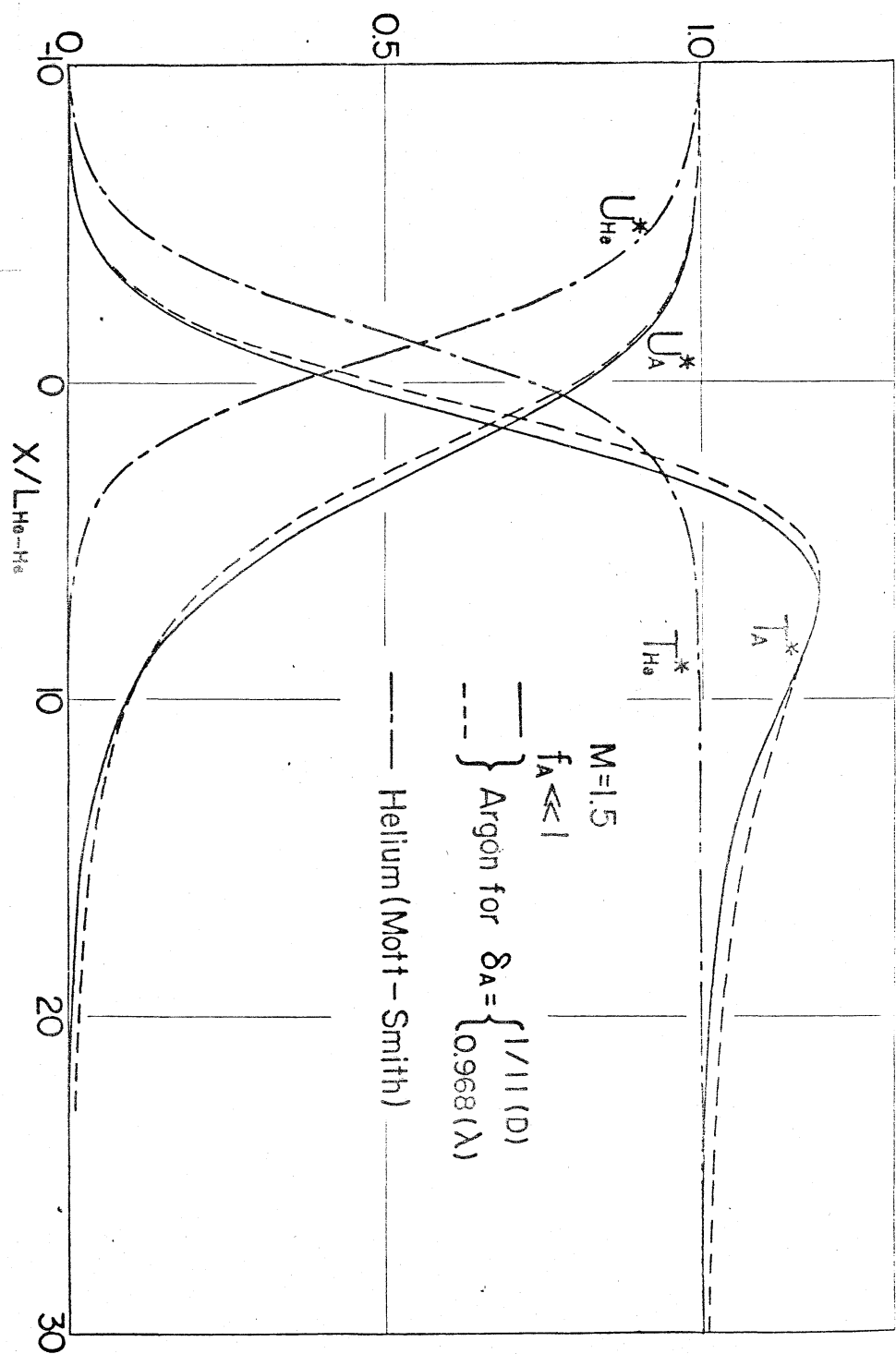
- 1) P.L. Bhatnager, E.P. Gross and M. Krook, Phys. Rev., 94, 511 (1954)
- 2) E.P. Gross and M. Krook, Phys. Rev., 102, 593 (1956).
- 3) T.F. Morse, Phys. Fluids, 6, 1420 (1963).
- 4) H. Oguchi, In "Rarefied Gas Dynamics", edited by C.L. Brundin (Academic Press, New York and London, 1967).
- 5) H.W. Liepmann, R. Narasimha and M.T. Chahine, Phys. Fluids, 5, 1313 (1962).
- 6) D.G. Anderson and H.K. Macomber, In "Rarefied Gas Dynamics", edited by J.H. deLeeuw (Academic Press, New York and London, 1965).
- 7) R.E. Center, Phys. Fluids 10, 1777 (1967).



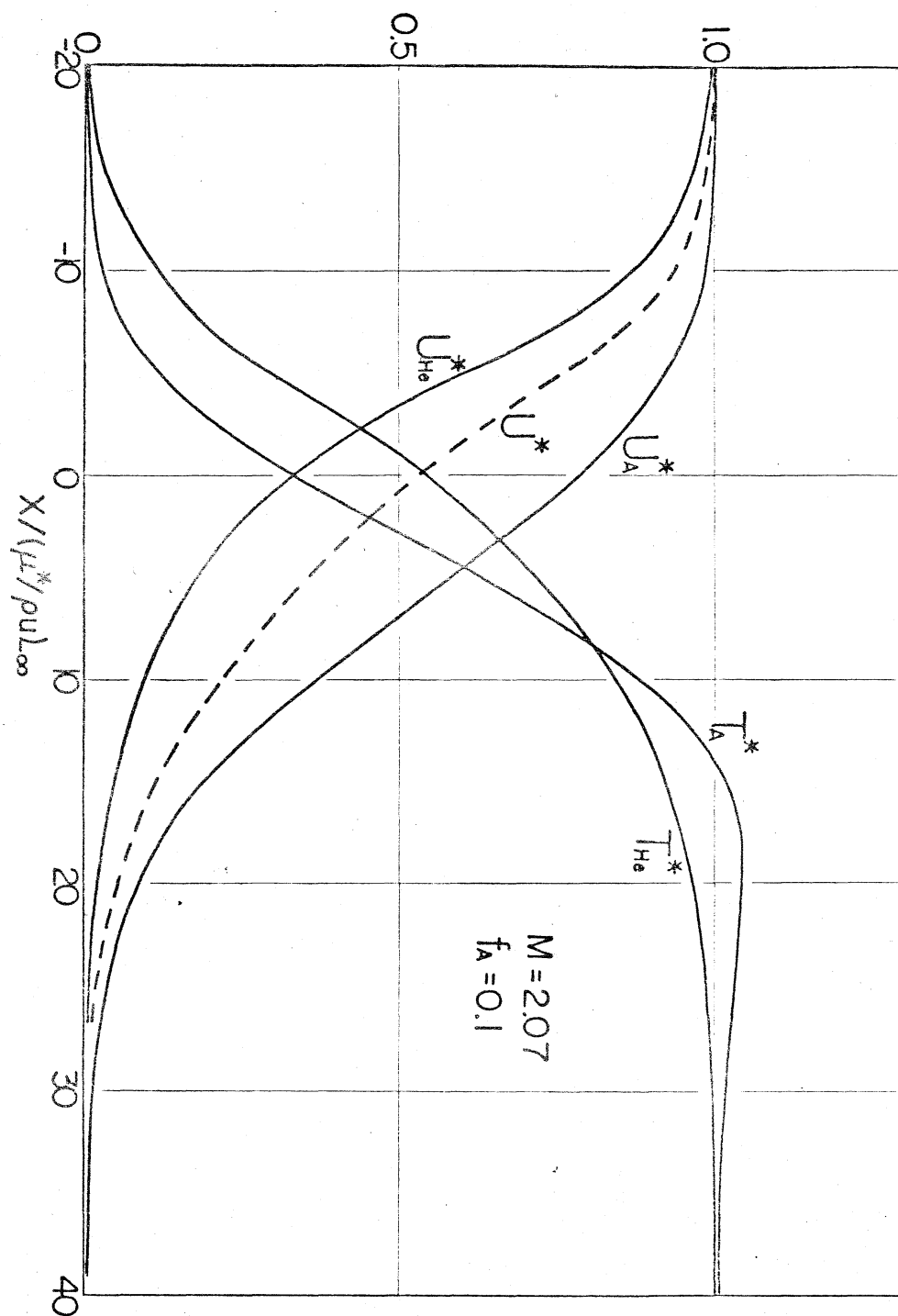
第1図 $f_A \ll 1$ のときのアルゴン・ヘリウム気体中の衝撃波



第4図 モル比 f_A に対する衝撃波厚さの変化 ($M=2.07$)



斗2 図 アルゴン 衝撃波構造の δ -Dependence



オ 3 図 アルゴン・ヘリウムの速度および温度分布